

波导耦合多层结构光学微球腔性能分析

郝 鹏 董永超 曹兆楼 王克逸 吴青林 吴 朔

(中国科学技术大学精密机械与精密仪器系, 安徽 合肥 230027)

摘要 利用时域有限差分(FDTD)法模拟了均匀结构、双层结构和三层结构光学微球腔,得到了各自的能量密度分布,通过对比发现多层结构具有更高的最大能量密度与存储能量和较小的模式体积。波导与多层微球腔之间存在一个最佳间隙,模拟结构的最佳间隙在 60~120 nm。改变高折射层的厚度和折射率,在特定波长的入射光下可以获得具有较高最大能量密度(大于 360)或者较小模式体积的(小于 0.03)的微球腔,确定了优化的厚度和折射率。分析高斯光激励的带有导出波导的微球腔,导出波导与微球腔中的光具有相似的激发频谱,表明多层微球腔可以对入射光实现选频并导出。结果显示,多层微球腔具有更好的性能,为光学微球腔后续的结构设计和实际应用提供了一个新的优化思路。

关键词 微纳光学;光学微球腔;时域有限差分法;波导;多层结构

中图分类号 TN252 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201239.0310001

Numerical Analysis of Multi-Layer Optical Microsphere Cavity Coupled with a Waveguide

Hao Peng Dong Yongchao Cao Zhaolou Wang Keyi Wu Qinglin Wu Shuo

(Department of Precision Machinery & Precision Instrumentation, University of Science & Technology of China, Hefei, Anhui 230027, China)

Abstract The finite difference time domain (FDTD) method is employed to simulate the homogeneous, two-layer and three-layer microcavities. Via comparing their respective energy density distributions, it is found that the three-layer microcavity has the highest maximum energy density (I_{\max}), stored energy (E_n) and the smallest mode volume (V_{eff}). An optimal gap exists between the multi-layer microcavity and the waveguide, which is 60~120 nm in the pair. A microcavity which has a higher I_{\max} (higher than 360) or a smaller V_{eff} (smaller than 0.03) with particular wavelength can be got by varying the middle layer's thickness or refractive index. The microcavity with an output waveguide is analyzed with the Gaussian beam excitation. The frequency spectrum in the output waveguide is similar to that in the microcavity. The multi-layer microsphere cavity can achieve frequency-selecting and light-export. These studies and results show that multi-layer microsphere cavity has better performance and provide new optimizing methods for the design and practical application of microsphere cavity.

Key words micro-nano optics; optical microsphere cavity; finite difference time domain; waveguides; multi-layer structure

OCIS codes 240.3990; 130.2790; 300.6170

1 引 言

近年来,微纳制造技术水平的提高为光波长尺度的光学微腔制造奠定了基础。光学微腔是指通过较小的模式体积存储光能量的光学介电谐振器,它的线度一般在微米尺度^[1]。光学介质微腔谐振器由于其较高的品质因数(大于 10^9)^[2]和极小的模式体

积而受到关注,其有微型多边形、微型圆柱、微型圆球、微型圆盘等多种形式,在要求极细线宽,极高能量密度和亮度或者极细微探测场合具有较好的应用前景^[3],例如强耦合腔体电动力学、量子通讯、高分辨率光谱学、灵敏传感技术和微腔激光器能量增强等。工作在回音壁模式(WGM)^[4]下的光学微腔是

收稿日期: 2011-07-14; 收到修改稿日期: 2011-10-10

基金项目: 国家自然科学基金(50875251)资助课题。

作者简介: 郝 鹏(1984—),男,博士研究生,主要从事光学数值模拟方面的研究。E-mail: haopeng@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 王克逸(1962—),男,博士,教授,主要从事近场光学和微光学等方面的研究。

E-mail: kywang@ustc.edu.cn(通信联系人)

典型的电介质圆形结构,光波在其内部通过腔体的曲线边界进行全反射,从而被约束在其内部,而且在某些特定的波长下能量可以不断地增强,形成谐振。回音壁模式一个引人注意的现象是它的光谱曲线中的谐振峰是非常尖锐的,而且相邻的谐振峰之间的间隔是十分稳定的,它的谐振频率会随着光学微腔形状、材料光学特征和围绕的媒介的变动而产生移动。因此回音壁模式与微腔的自身形态是密切相关的。

当平面波直接照射光学微腔时,由于大部分光直接透过微腔而没有耦合到回音壁模式中,因此耦合效率很低。具有较高效率的耦合方式是通过其他电介质物体产生的倏逝波耦合。因此为了导入或者导出光,需要用全反射棱镜、相位匹配的光纤或者其他波导^[5,6]等与光学微腔连接将倏逝辐射场导入或者导出微腔。

由于均匀介质圆柱或者圆球微腔容易制作,并且容易求解,近年来吸引了很多研究人员的注意^[7]。但是在微腔中,存在着径向的多阶回音壁模式,其中一阶模式在径向仅有一个峰值,且具有最高的品质因数和最小的模式体积,而高阶模式激发效率低,能量分散。因此希望通过微腔镀膜,形成多层结构的微球腔,进一步改进模式体积和能量分布,进而改进波导耦合特性。前期研究表明^[8],通过在均匀微球腔表面镀一定厚度的高折射率膜,可以明显改善微球腔的性能。如果在高折射率层外再镀上一层折射率层,可以直接将微球腔与导入、导出波导连接,也可以直接通过控制低折射率层的厚度来控制高折射率层与波导的间隙,而且最外层的低折射率层也会发生全反射,进一步将能量抑制在微球腔中。

本文主要研究波导耦合多层结构光学微球腔的性能。微球腔内的典型谐振是在赤道面上的闪光环,即导入光主要集中在微球腔赤道表面,观察者可以看见一个发光环,它与导入波导在同一个平面内,可以通过实验观测到^[1]。因此通过二维的理论模型来模拟微球腔的三维结构是可行的,二者在定性分析上是一致的^[7]。时域有限差分法(FDTD)是在光学数值模拟中普遍采用的方法^[9-12],本文采用FDTD对微球腔结构进行了数值模拟。对比了均匀结构、两层结构和三层结构光学微腔的能量分布。并分析微球腔与波导的间隙、中间高折射率层的厚度和高折射率层的折射率对光学微腔性能的影响。另外还分析了加入导出波导后,光通过微球腔选频导出的特性。结果对进一步优化微球腔的制作和其

应用提供了新的思路。

2 计算模型与方法

时域有限差分法是将 Maxwell 方程在时间和空间上按照 Yee 网格^[13]原则转化为数值差分方程。在各向同性媒介中,Maxwell 方程可以表达为

$$\begin{cases} \nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} + J \\ \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} + J_m \end{cases}, \quad (1)$$

其中, H 为磁场强度, D 为电位移矢量, J 为电流密度, E 为电场强度, B 为磁感应强度, J_m 为磁流密度。

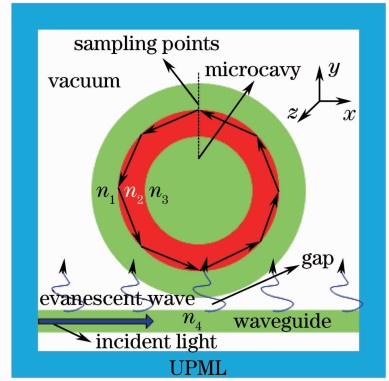


图 1 波导耦合多层微球腔示意图

Fig. 1 Sketch of a multi-layer microsphere cavity coupled with a waveguide

计算多层微球腔模型如图 1 所示,其中微球的半径固定为 $3.5 \mu\text{m}$,最外层厚 120 nm ,最外层和最内层折射率固定为 $n_1 = n_3 = 1.46$,中间的高折射率层厚度 t 和折射率 n_2 在计算过程中作为可变参数。波导厚度为 $a = 500 \text{ nm}$,波导折射率为 $n_4 = 1.46$,间隙可变。计算空间 $12 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$,空间步长即网格长度为 $\Delta s = 20 \text{ nm}$,为了满足数值散射条件,时间间隔为 $\Delta t = \Delta s / (2c)$,其中 c 为真空光速,边界条件为 8 层各向异性介质完全匹配层(UPML)吸收边界^[14]。

入射波选用 TM 波,初始的入射场^[15]为

$$H_z = \begin{cases} \exp(-py) & y \geq 0 \\ \cos qy + a \sin qy & 0 \geq y \geq -a \\ (\cos aq - a \sin aq) \exp[p(y+a)] & -a \geq y \end{cases}, \quad (2)$$

$$E_y = \frac{\beta}{\omega n^2 \epsilon_0} H_z, \quad (3)$$

$$E_x = \frac{i}{\omega n^2 \epsilon_0} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (4)$$

式中 $y = 0$ 代表波导的上表面, θ 为入射光耦合进波导时的角度。本文统一采用 780 nm 光入射且波导传输为单模时的角度, 即 $\theta = 64.908^\circ$ 。其他参数之间的关系为 $\omega = 2\pi f$, $\beta = kn_4 \sin \theta$, $q^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2$, $p^2 = \beta^2 - k^2$, $\alpha = -n_1^2 p/q$ 。其中 $k = 2\pi/\lambda$, f 和 λ 分别为入射波在自由空间的频率和波长。

计算时波导中首先加入高斯光, 入射波中心波长 780 nm, 频率范围为 330~440 THz。将微腔放置于真空中, 采样点设置在远离波导的一侧, 尽量减少波导产生的倏逝场对结果产生的非耦合串扰。通过记录微球腔的时域响应, 直至能量衰减到足够弱, 选取高折射率层中能量最大处记录点进行快速傅里叶变换(FFT)得到微腔的响应频谱。选取某一确定的谐振峰数对应的一阶谐振频率为波导入射频率对微球腔进行激励, 经过足够长的时间后等谐振达到稳定状态时, 分析微球腔中的光场, 得到微球腔的最大能量密度 (I_{\max})、存储能量 (E_n) 和模式体积 (V_{eff})。其中最大能量密度定义为

$$I_{\max} = H_{z\max}^2, \quad (5)$$

存储能量定义为

$$E_n = \int \epsilon(r) E^2(r) dr^3 \propto \int H_z^2(r) dr^3, \quad (6)$$

模式体积^[16]定义为

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int \epsilon(r) E^2(r) dr^3}{[\epsilon(r) E^2(r)]_{\max}} \propto \frac{\int H_z^2(r) dr^3}{H_{z\max}^2 V}, \quad (7)$$

式中 V 为微球腔的体积, ϵ 为介电常数。

微球腔还有一个重要的参数就是品质因数, 但是数值模拟中, 品质因数受到计算时间等的影响准确度较低, 模拟中品质因数一般只有 $10^3 \sim 10^4$ 数量级, 而实际的谐振腔品质因数高达 10^9 以上, 因此数值模拟分析微球腔的品质因数意义不大, 因此本文没有分析品质因数。

3 结果与讨论

3.1 不同层数微球腔性能比较

图 2 为不同层数的微球腔在一阶谐振频率激励下的能量密度分布, 其中图 2(a) 和 (b) 为均匀结构, (c) 和 (d) 为两层结构, (e) 为三层结构。为了便于比较, 高折射率层和低折射率层厚度设为 120 nm, 高折射率层设置为 TiO_2 , 其折射率为 2.38, 其他媒介折射率选为 1.46。由于各种结构的形态差异, 因此它们在具有相同一阶谐振峰数 m 时的谐振频率不同, 本文分别计算了在 $m=42$ 时各种结构的谐振特性, 同时也分析了在谐振峰数不同、谐振波长 λ 在 780 nm 附近时各种结构的特性。表 1 列出了不同层数微球腔的性能。

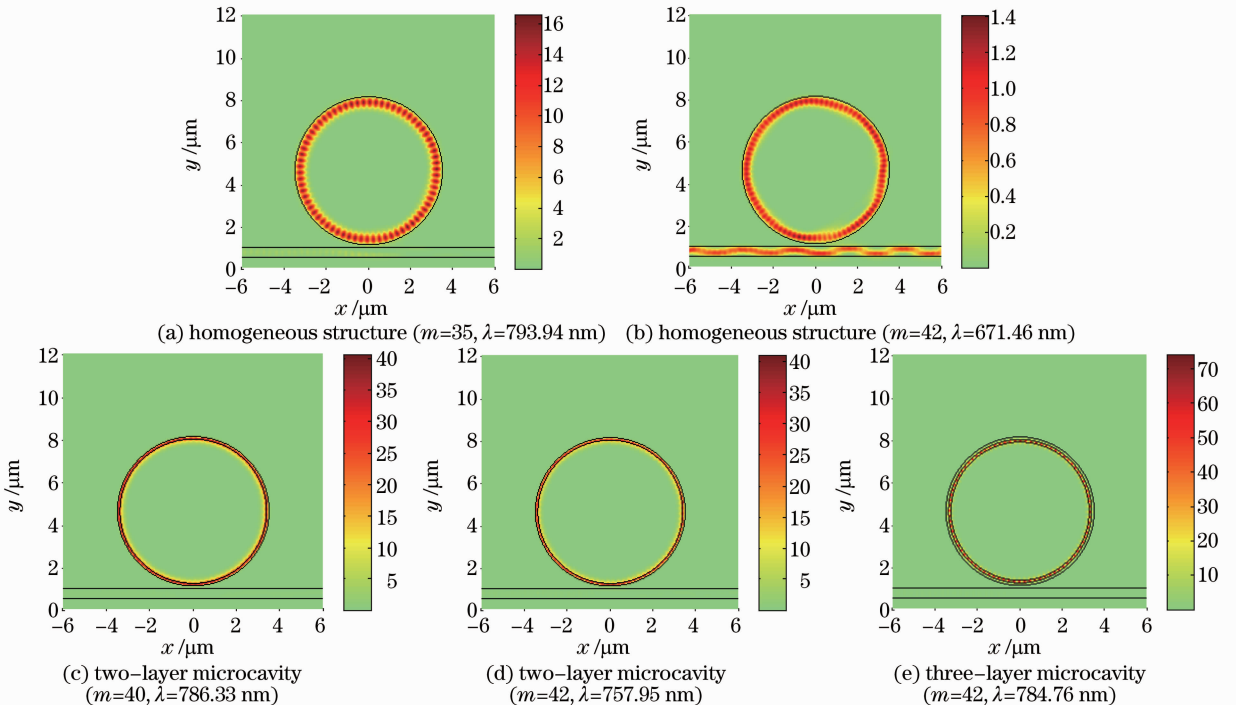


图 2 不同微球腔的能量密度分布图

Fig. 2 Energy density distributions of three different microsphere cavities

表 1 不同微球腔的性能

Table 1 Performance of different microsphere cavities

Layers	m	λ / nm	I_{\max}	E_n	V_{eff}
1	35	793.94	16.48	242330	0.1528
1	42	671.46	1.40	18843	0.1398
2	40	786.33	40.49	286300	0.0735
2	42	757.95	40.66	226290	0.0578
3	42	784.76	73.56	302670	0.0428

从图 2 中可以看出,均匀结构微球腔的能量主要集中在表面,但是谐振峰较宽;两层结构微球腔能量也主要集中在表面,即高折射率层中,谐振峰受到高折射率层的抑制较细;三层结构微球腔能量并不在表面集中,而是在中间的高折射率层,它的谐振峰更细。从表 1 中可知当入射波在 780 nm 附近时,三种结构的存储能量相差不大,但是三层结构中的最

大能量密度更大,因此具有更小的模式体积。但具有相同的谐振峰数 42 时,均匀结构的存储能量和最大能量密度较小,三种结构性能相比依旧是三层结构的性能更好。这主要是因为高折射率层抑制了谐振模式的高阶模式,高阶模式在较薄的壳层中很难被激发,同时最外层也会产生全反射,进一步将能量抑制在微球腔中。因此通过加低折射率层可比两层结构提高最大能量密度约 80%,降低模式体积 25%~40%,进一步提升了微球腔的性能。

3.2 间隙对多层微球腔性能的影响

固定高折射层的厚度 $t = 120 \text{ nm}$, 折射率 $n_2 = 2.38$, 改变微球腔与波导之间的间隙,其中负值指球体嵌入波导中,得到结果如图 3 所示。

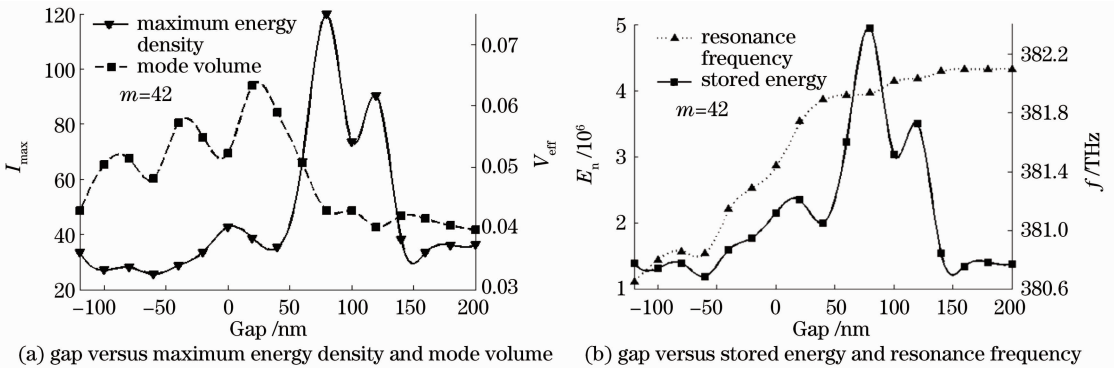


图 3 间隙对微球腔性能的影响

Fig. 3 Performance of microcavities with different gap dimensions

从图 3 可以看出,由于球体参数没有变化,只受到波导的影响,因此谐振频率变化不大,且远离波导时,由于波导的影响减少,变化趋于平缓。最大能量密度和存储能量变化趋势一致,在 80 nm 左右达到峰值。由于波导的辐射倏逝场随间隙变大而迅速减小,因此耦合进微球腔的能量减小;但是当间隙过于小时,微球腔表面产生的倏逝场同样会通过光子隧道效应耦合到波导中,因此存储能量在较小时就达到平衡。综合考虑二者的影响会产生一个最佳间隙,即 $L_{\text{gap}} = 80 \text{ nm}$ 。模式体积在远离波导时具有较小的值且变化不大,基本在 0.04 左右,这说明模式体积主要受微球腔自身参数的影响。因此在不考虑微球腔与波导的连接方便即间隙为 0 或者负值的情况下,三层微球腔在间隙 60~120 nm 具有较好的性能,即具有较高的存储能量和最大能量密度、较低的模式体积。

3.3 高折射率层厚度对多层微球腔性能的影响

分别固定波导与微球腔的间隙为 0 和 100 nm,

高折射层折射率为 2.38, 改变其厚度,得到的结果如图 4 所示。

从图 4 可以看出,当高折射层厚度增加,不同结构的微球腔具有相同谐振峰数 $m = 42$ 时,谐振频率降低,即产生红移。这是因为折射层厚度增加,光在其中全反射相当于光程增加,因此同样的谐振峰数,需要更长的谐振波长,也就是频率降低。当间隙为 100 nm,高折射层厚度增加,微球腔的最大能量密度和存储能量在厚度为 100 nm 和 180 nm 达到峰值,特别是在 180 nm 时,最大能量密度达到入射波的 360 倍左右,而模式体积在 0.4~0.5 左右变化。当间隙为 0,高折射层厚度增加时,微球腔的最大能量密度和存储能量呈现增大的趋势,模式体积在 140 nm 和 200 nm 左右具有较小值。但是通过分析各种结构的能量密度分布发现,当厚度较高时,会产生多模,不能很好地将谐振峰抑制在单模状态。综合分析,间隙为 0 和 100 nm,高折射层厚度分别在 80 nm 和 140 nm 时,微球腔具有较好的性能。

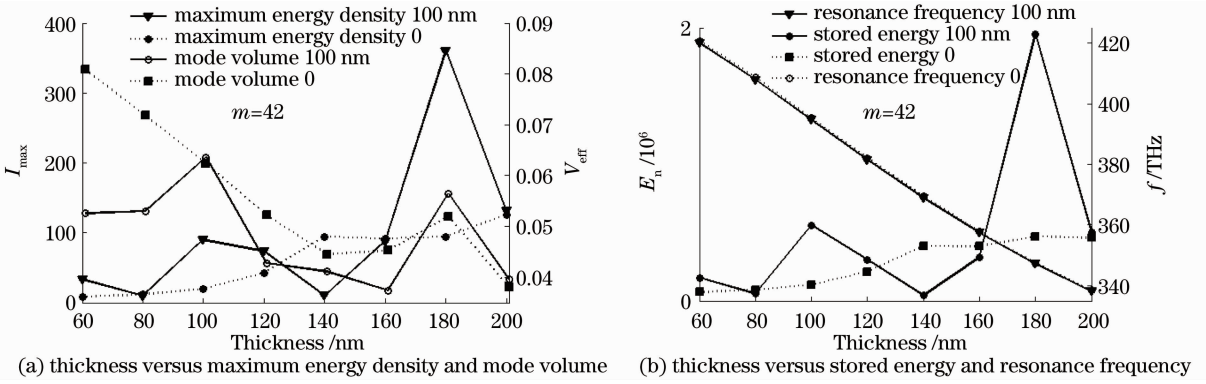


图 4 高折射率层厚度对微球腔性能的影响

Fig. 4 Performance of microcavities with different middle layer's thicknesses

3.4 高折射率层折射率对多层微球腔性能的影响

分别固定波导与微球腔的间隙为 0 和 100 nm,高折射层厚度为 120 nm,改变其折射率,得到的结果如图 5 所示。

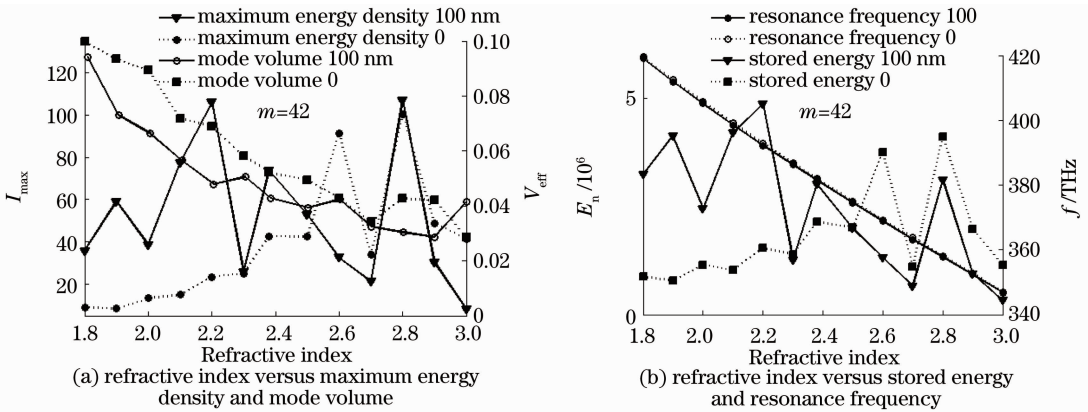


图 5 高折射率层折射率对微球腔性能的影响

Fig. 5 Performance of microcavities with different middle layer's refractive indexes

从图 5 可以看出,当高折射层折射率增加,不同的微球腔具有相同谐振峰数 $m=42$ 时,谐振频率降低,即产生红移。这是因为折射率上升,折射层中实际波长降低,因此具有相同的谐振峰时,自由空间的波长要提高,即频率降低。当间隙为 100 nm,折射率变大时,最大能量密度和存储能量呈现振荡状态,并不是折射率越高越大,但是模式体积基本呈现降低趋势。当间隙为 0 时,与间隙为 100 nm 时的结果比较相似,但是折射率较低时,最大能量密度和存储能量变化比较平缓。综合考虑,当折射率为 2.8 时,最大能量密度和存储能量较高,模式体积较小,具有较好的性能。但是由于并不是任何折射率的媒介都适合于镀膜,因此实际制作微球腔时要考虑镀膜的可行性。

3.5 具有导出波导的多层微球腔性能分析

在间隙为 0,高折射层厚度为 120 nm,折射率为 2.38 的多层微球腔上方加入一个与导入波导相同

的波导,其与微球腔的间隙同样是 0。首先加入高斯光进行激励,分别提取微球腔上高折射率层和导出波导中的两点,即采样点 1 (SP1) 和采样点 2 (SP2),位置如图 6 所示。分别进行快速傅里叶变换,得到频谱图如图 7 所示。

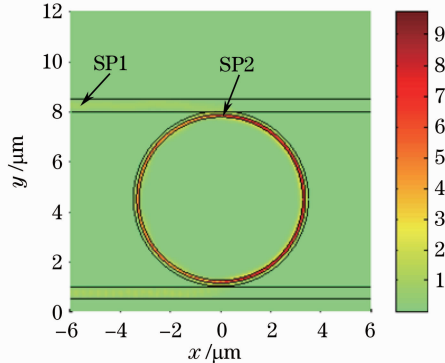


图 6 带有导出波导的多层微球腔的能量分布

Fig. 6 Energy density distribution of the multi-layer microsphere cavity with an output waveguide

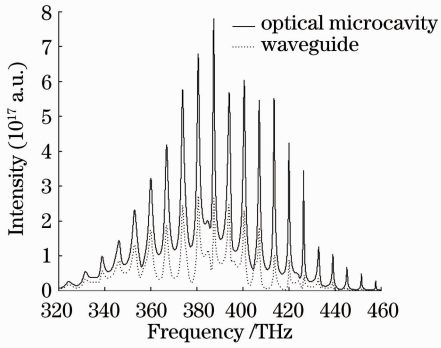


图 7 微球腔和导出波导中的频谱图

Fig. 7 Frequency spectrums in the microcavity and output waveguide

可以发现导出波导中的频谱与微球腔中是一致的,也就是说波导成功地将微球腔选频之后的光导出,实现了对导入光的选频。选取谐振峰为 42 时的激励波长(787.524 nm)输入波导,计算稳定后能量密度分布如图 6 所示。

由于导出波导的加入,微球腔的最大能量密度和存储能量降低,但是成功地实现了光经过微球腔选频之后的导出,验证了多层微球腔的选频特性,因此可以通过改变最外层的折射率膜厚,将微球腔直接与波导连接,方便微球腔的固定,解决微球腔的固定难的问题。

4 结 论

利用时域有限差分法分析了波导耦合多层结构光学微球腔的性能,比较了均匀结构、两层结构和三层结构微球腔的性能,发现三层结构具有更高的最大能量密度和存储能量,而且能量分布集中,即有较低的模式体积。在不考虑波导与微球腔直接联系是否方便的条件下,通过模拟与导入波导间隙不同的微球腔,间隙在 60~120 nm 具有较好的性能。改变高折射率层的厚度,最大能量密度甚至可以达到入射波的 360 倍以上,高折射层厚度分别在 80 nm ($L_{\text{gap}}=100$ nm)和 140 nm ($L_{\text{gap}}=0$)时,微球腔具有较好的性能。模拟高折射层折射率不同的微球腔发现,折射率在 2.8 时,微球腔的综合性能较好。通过分析有导出波导的多层微球腔,发现它可以成功实现选频功能,并将选频后的光从导出波导中导出。由于影响微球腔性能的因素还有波导入射角、波导折射率、低折射层折射率和厚度等,而且制造过程中腔体的圆度,膜厚的均匀性等都会对结果产生影响,所以实现对微球腔的精确调谐或模式控制,尚有很多工作要继续深入研究。下一步,我们将利用

CO₂ 激光器烧蚀光纤制作微球腔,并利用真空镀膜机镀膜来实现多层微球腔,进一步验证微球腔的选频特性,并与模拟实验进行对照。本文结果对本实验室在已有均匀微球腔的基础上制作多层微球腔提供了理论支持,为进一步优化微球腔在光学选频中的应用提供了依据。

参 考 文 献

- 1 S. Arnold. Microspheres, photonic atoms and the physics of nothing[J]. *Am. Sci.*, 2001, **89**(5): 414~421
- 2 M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko. Ultimate Q of optical microsphere resonators[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(7): 453~455
- 3 K. J. Vahala. Optical microcavities [J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 839~846
- 4 E. L. Brent, J. P. Laine, H. A. Haus. Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(4): 704~715
- 5 D. J. Klunder, E. Krioukov, F. S. Tan *et al.*. Vertically and laterally waveguide-coupled cylindrical microresonators in Si₃N₄ on SiO₂ technology [J]. *Appl. Phys. B*, 2001, **73** (5-6): 603~608
- 6 Yan Yingzhan, Ji Zhe, Wang Baohua *et al.*. Evanescent wave excitation of microsphere high-Q model using tapered fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(7): 1789~1793
严英占, 吉 喆, 王宝花 等. 锥形光纤端面场激发微球腔高 Q 模式[J]. *中国激光*, 2010, **37**(7): 1789~1793
- 7 Guo Zhixiong, Quan Haiyong. Energy transfer to optical microcavities with waveguides[J]. *J. Heat Trans. -T. Asme.*, 2007, **129**: 44~52
- 8 Yan Jun, Wang Zongbao, Wang Keyi *et al.*. The study of optical microsphere cavity with a stratified structure[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(2): 197~200
严 俊, 王宗宝, 王克逸 等. 光学微球腔的壳层结构研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(2): 197~200
- 9 Shen Yun, Yu Guoping, Fu Jiwei *et al.*. Defect-mode properties of photonic crystals constructed with a portion of photonic quasicrystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(6): 0623001
沈 云, 于国萍, 傅继武 等. 局部准周期光子晶体及其缺陷模式分析[J]. *光学学报*, 2011, **31**(6): 0623001
- 10 Wang Xiaoqiu, Wu Shifa, Jian Guoshu *et al.*. Analysis of the near field intensity of sphere samples in photon scanning tunneling microscope[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(12): 1409~1412
王晓秋, 吴世法, 简国树 等. 光子扫描隧道显微镜球形样品二维近场强度分析[J]. *光学学报*, 2003, **23**(12): 1409~1412
- 11 Jin Letian, Wang Keyi, Zhou Shaoxiang. Characteristic analysis of optical microcavities with different refractive index distribution [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2003, **20** (3): 278~282
金乐天, 王克逸, 周绍祥. 变折射率光学微腔性能研究[J]. *量子电子学报*, 2003, **20**(3): 278~282
- 12 Fang Yun, Zhang Jian, Wu Liying. Optical property simulation of liquid crystal based on finite-difference time-domain method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(2): 562~566
方 运, 张 健, 吴丽莹. 基于时域有限差分法的液晶光学特性模拟[J]. *光学学报*, 2010, **30**(2): 562~566
- 13 K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media[J]. *IEEE T. Antenn. Propag.*, 1966, **14**(3): 302~307
- 14 A. Taflove. *Advances in Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method* [M]. Boston: Artech

House, 1998, 276~296

15 M. J. Adams, An Introduction to Optical Waveguides[M], New York: John Wiley & Sons Ltd, 1981, 1~31

16 C. Roberto, B. Misha, K. W. Kim *et al.*, Smallest possibleelectromagnetic mode volume in a dielectric cavity[C]. *IEE Proc. Optoelectronics*, 1998, **145**(6): 391~397

栏目编辑:谢婧

基于氧化石墨烯锁模的 $2\ \mu\text{m}$ 掺铥超短脉冲光纤激光器

石墨烯是由单层碳原子紧密堆积成二维蜂窝状晶格结构的一种碳质新材料,是构建其他维度碳质材料(如零维富勒烯、一维碳纳米管、三维石墨)的基本单元。石墨烯作为可饱和吸收体与半导体可饱和吸收镜(SESAM)相比具有制作简单、成本低廉、并能覆盖从可见光到中红外波段的超宽带宽等优点。在 $1.0\sim 1.1\ \mu\text{m}$ 掺铽和 $1.5\sim 1.6\ \mu\text{m}$ 掺铒波段,基于石墨烯可饱和吸收体的被动锁模、被动调 Q 光纤激光器的研究本课题组已报道。

此外,氧化石墨烯作为石墨烯的派生物,由于其表面带有大量亲水性酸性官能团,具有良好的润湿性能和表面活性,从而使其能够在稀碱水和纯水中分散而形成稳定的胶状悬浮液。因此,在应用方面成本低廉、原料易得的氧化石墨烯材料比石墨烯更具竞争优势。最近,本课题组采用氧化石墨烯材料作为可饱和吸收体首次实现了 $2\ \mu\text{m}$ 波段掺铥光纤

激光器锁模。整个掺铥光纤激光器采用了全光纤、环形腔结构设计,而使用 Hummers 法制得的氧化石墨烯作为激光被动锁模器件。图 1(a)为氧化石墨烯可饱和吸收体的拉曼光谱。当抽运功率为 $700\ \text{mW}$ 时,开始得到稳定的重复频率为 $3.17\ \text{MHz}$ 的锁模激光脉冲输出[图 1(b)]。随着抽运功率的增加,平均输出功率几乎成线性增加,最大平均输出功率为 $1.8\ \text{mW}$,相应最大单脉冲能量为 $0.56\ \text{nJ}$ 。锁模掺铥光纤激光的中心波长为 $2007\ \text{nm}$, $3\ \text{dB}$ 光谱带宽为 $0.3\ \text{nm}$,理论上锁模激光的脉冲宽度最窄可压缩到 $\sim 14\ \text{ps}$,[图 1(c)]。为了研究氧化石墨烯锁模激光脉冲的稳定性,采用 $7.5\ \text{GHz}$ 的频谱分析仪测得锁模激光脉冲的信噪比大于 $65\ \text{dB}$,表明锁模激光脉冲比较稳定[图 1(d)]。本实验结果充分证明氧化石墨烯材料可作为可饱和吸收体用于 $2.0\ \mu\text{m}$ 波段激光脉冲的调制。

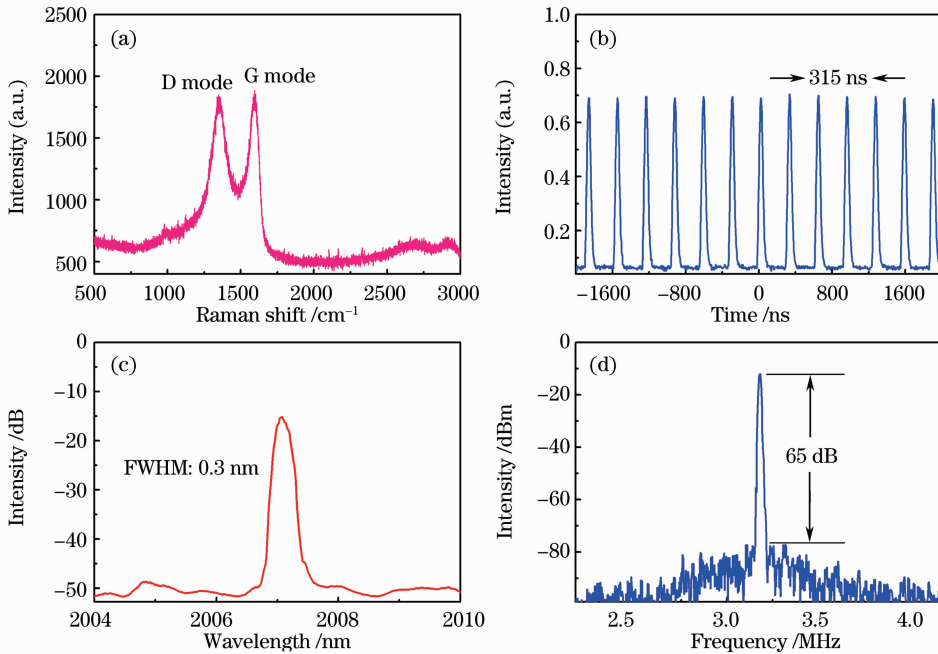


图 1 (a)氧化石墨烯的拉曼光谱;(b)氧化石墨烯锁模激光脉冲串;(c)氧化石墨烯锁模激光光谱;
(d)氧化石墨烯锁模激光脉冲的无线电频谱

Fig. 1 (a) Raman spectrum of the graphene oxide saturable absorber; (b) pulse train of the graphene oxide mode-locked fiber laser; (c) optical spectrum of the graphene oxide mode-locked fiber laser; (d) radio frequency spectrum of the graphene oxide mode-locked fiber laser

刘江¹ 吴思达² 徐佳¹ 王潜¹ 杨全红² 王璞^{1,*}

(¹北京工业大学激光工程研究院 国家产学研激光技术中心,北京 100124)
(²天津大学化工学院,天津 300072)

* E-mail: wangpuemail@bjut.edu.cn

收稿日期: 2011-12-13; 收到修改稿日期: 2011-12-20